

И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 112

Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков,

А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

**РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ:  
ПОЛУЧЕНИЕ, УПРАВЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ**

Новосибирск

1976

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков,  
А.П.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ:

ПОЛУЧЕНИЕ, УПРАВЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Дан обзор проведенных в Институте теоретических и экспериментальных исследований поведения поляризации частиц в накопителях. В теоретических работах изучено движение спинов частиц в произвольных неоднородных полях и выяснены условия существования эффекта радиационной поляризации. Выявлены широкие возможности управления поляризацией пучков в накопителях и ускорителях.

Рассмотрены методы измерения поляризации одиночного и встречных пучков и способы преднамеренной деполяризации.

Приводятся результаты измерения времени и степени радиационной поляризации. Изучено действие спиновых резонансов.

Описано применение поляризованных пучков для определения абсолютной энергии частиц в накопителе и прецизионного сравнения аномальных магнитных моментов электрона и позитрона.

## I. ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

I. Эффект радиационной поляризации легких заряженных частиц (электронов и позитронов) высокой энергии при движении в однородном магнитном поле был обнаружен теоретически в 1963 г. в работе Соколова и Тернова /1/. Этот эффект можно пояснить классически, рассмотрев незаряженную частицу с большим собственным механическим моментом  $S \gg \hbar/2$  и магнитным моментом  $\vec{\mu} = g\vec{S}$ , движущуюся прямолинейно поперек магнитного поля  $H$ . Тогда в собственной системе с магнитным полем  $\gamma H$ , из-за прецессионного магнито-дипольного излучения магнитный момент будет "затухать" к положению "по полю" (минимум энергии) по уравнению:

$$\frac{dS_{\parallel}}{dt} = \frac{2}{3c^3} g (\vec{S} \times \frac{d^3\vec{\mu}}{dt^3})_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} (\gamma H)^3 S_{\perp}^2$$

$$(S_{\parallel} = \vec{S}\vec{H}/H, S_{\perp}^2 = \vec{S}^2 - S_{\parallel}^2)$$

В лабораторной системе

$$\dot{S}_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} \gamma^2 H^3 S_{\perp}^2 \quad (I)$$

Отсюда характерное время затухания (при малых отклонениях магнитного момента от направления поля) равно:

$$\tilde{\tau}_p = \left| \frac{4S}{3c^3} g^5 \gamma^2 H^3 \right|^{-1}$$

Рассматривая эту ситуацию квантово-механически, получаем уравнение:

$$\dot{S}_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} \gamma^2 H^3 S_{\perp}^2 - \frac{2\hbar}{3c^3} \gamma^2 |g^5 H^3| S_{\parallel} \quad (2)$$

Это уравнение в классическом пределе переходит в (I). Равновесная степень поляризации остается равной 100% для произвольного спина.

Для заряженной частицы с зарядом  $e$  и гиромагнитным фактором  $g$  ( $g = ge/2mc$ ) соответствующее уравнение имеет общий вид /2/:

$$\dot{S}_{\parallel} = \alpha_{-} S_{\perp}^2 / \hbar - \alpha_{+} S_{\parallel} \quad (3)$$

где коэффициенты  $\alpha_{\pm}$  не зависят от величины спина и в ультрарелятивистском случае пропорциональны  $\gamma^2 H^3$ . Для спина  $1/2$  уравнение принимает вид  $(S_z^2 = \hbar^2/2)$ :

$$\dot{S}_z = \alpha_- \hbar/2 - \alpha_+ S_z$$

Квантовомеханический смысл коэффициентов  $\alpha_{\pm}$  становится понятным из сравнения этого уравнения с элементарным уравнением баланса для спина  $1/2$  как двухуровневой системы:  $\alpha_+$  и  $\alpha_-$  представляют собой соответственно сумму и разность вероятностей переворота спина  $1/2$  в единицу времени:  $\alpha_{\pm} = P_+ - P_-$ .

Отметим, что для частицы с большим спином скорость поляризации определяется разностью вероятностей перехода  $(\tilde{\gamma}_p^- = |\frac{2S}{\hbar} \alpha_-|)$ , в то время как для спина  $1/2$  скорость  $\tilde{\gamma}_p^- = \alpha_+$ .

Для случая частицы с большим гиромагнитным фактором ( $g \gg 1$ ) частью излучения заряда, зависящей от спина, по сравнению с излучением магнитного момента можно пренебречь. При этом неинерциальность движения частицы несущественна, обратная вероятность перехода исчезает:

$$\alpha_+ = |\alpha_-| = \frac{2\hbar}{3c^3} \gamma^2 |g^5 H^3|$$

и уравнение (3) совпадает с (2). Для заряженной частицы, у которой  $g \sim 1$ , квантовые флуктуации излучения приводят к обратным переходам ( $\alpha_+ > |\alpha_-|$ ) и уменьшают равновесную степень поляризации  $\xi$ . Так, для электрона в однородном магнитном поле  $\xi = |\alpha_-|/\alpha_+ = 92\%$ .

Оценка времени поляризации, основанная на примере незаряженной частицы (нейтрона), была дана В.Л.Любошицем /3/.

2. Полученный Соколовым и Терновым результат указал на существование поляризующего механизма. Для выяснения реальных возможностей получения поляризованных частиц в накопителях необходимо было исследовать радиационную поляризацию в неоднородных полях.

В неоднородных полях изменение состояния поляризации происходит как благодаря прямому действию излучения, так и вследствие возмущения излучением орбитального движения.

Исследование прямого действия излучения на поляризацию ультрарелятивистских легких частиц в произвольных неоднородных

полях (предполагалась лишь малость изменения поля на длине формирования излучения) было проведено в работах В.Н.Байера, В.М.Каткова и В.М.Страховенко /4-7/. Стало ясно, что неоднородность поля не изменяет существенным образом поляризующий механизм, обязанный прямому взаимодействию спина с излучением.

Важность исследования эффектов воздействия излучения на поляризацию через орбитальное движение связана с тем обстоятельством, что времена релаксации орбитального движения на много порядков меньше времени поляризации. Изучение этих эффектов было начато В.Н.Байером и Ю.Ф.Орловым /7,8/. Было показано, что орбитальная диффузия, вызываемая квантовыми флуктуациями излучения, при наличии малых вертикальных искажений замкнутых орбит в накопителе, приводит к спиновой диффузии. Это деполаризующее влияние излучения носит резонансный характер и при достаточной близости частоты прецессии к частотам возмущений разрушает радиационную поляризацию.

3. Для полного ответа на вопрос о существовании радиационной поляризации необходим был детальный анализ поведения поляризации с учетом всей специфики движения частиц в накопителях. В дальнейшем было проведено исследование динамики спина, не ограниченное обычным случаем почти аксиальных магнитных полей /9-11/. Обобщение на ситуации с произвольными неоднородными полями представляет практический интерес для исследования возможностей получения любого нужного направления поляризации. При этом были развиты методы и представления, позволившие получить единое описание радиационной поляризации в произвольных электромагнитных полях с учетом всех существенных эффектов спин-орбитальной связи. Проведенный анализ позволяет количественно описать процесс поляризации как в обычных ситуациях, так и в ситуациях с переменными по направлению полями /2, 12, 13/.

Было установлено, что для любых стационарных магнитных (электромагнитных) полей, обеспечивающих существование замкнутых (и стабильных) орбит частиц  $\vec{z}(\theta)$  ( $\theta$  - обобщенный азимут), существуют замкнутые (периодически повторяющиеся на данном азимуте) спиновые траектории  $\vec{n}(\theta)$ , устойчивые в не меньшей степени, чем в случае почти однонаправленных полей (неустойчивость возможна лишь вблизи спиновых резонансов) /9,10/. Отклоненный от  $\vec{n}(\theta)$

спин прецессирует вокруг  $\vec{n}(\theta)$  (подобно тому как в однонаправленном поле спин прецессирует вокруг  $\vec{H}$ ).

Это обстоятельство открывает широкие возможности, введением специальных полей, получать на заданном азимуте любое устойчивое направление спина частиц в накопителе (в частности, продольное).

С методической точки зрения полезно отметить, что возможность осуществить, выбором геометрии магнитного поля, устойчивое движение спина с заданным направлением в нужном месте орбиты аналогична возможности добиться устойчивости орбитального движения частиц в накопителе со сложной формой равновесной траектории. Например, введение продольного магнитного поля малой величины в накопитель (с плоскими замкнутыми орбитами) приводит лишь к небольшому отклонению устойчивого направления равновесной поляризации от вертикального (вдали от спиновых резонансов). Более того, введение поля, поворачивающего спин на угол порядка единицы при однократном пролете, не разрушает устойчивости спинового движения, а приводит к сильному изменению направления равновесной поляризации  $\vec{n}$ .

4. Первые предложения (1970 г.) создания нужного направления поляризации, в частности, продольного, содержались в работе /10/ (см. также обзор /7/ стр.477 (р.714)). Продольно поляризованные пучки можно получить многими способами. Рассмотрим простые примеры /10/. Введем в прямолинейный промежуток накопителя радиальное магнитное поле  $H_x$ . Требуемая величина для поворота спина относительно скорости на угол  $\pi/2$  для электронов равна  $H_x \ell = 23$  кгаусс  $\times$  метр, где  $\ell$  — длина участка с введенным полем (для протонов  $H_x \ell = 27$  кгаусс  $\times$  метр; близость значений требуемых полей объясняется тем, что аномальные магнитные моменты электрона и протона почти равны по абсолютной величине). Варьируя величину  $H_x$  по промежутку, можно получить любое требуемое направление поляризации в месте встречи. Для восстановления направления поляризации вдоль поля и скорости частицы после прохождения промежутка нужно наложить условие  $\int H_x(\theta) d\theta = 0$ . Не представляет существенных затруднений восстановить и орбиту на выходе из промежутка. В таких вариантах обеспечивается высокая степень радиационной поляризации.

При вращениях в заданной плоскости поперечными к скорости полями, существует связь между углами поворота скорости  $\varphi$  относительно основной плоскости орбиты и спина  $\psi$  относительно скорости:

$$\varphi/\psi = 2/\gamma(g-2) \equiv 1/\nu$$

При повороте радиальными полями, в точке осуществления продольной поляризации угол наклона скорости равен  $\tilde{n}/2\nu$ . Амплитуда вертикальных искажений орбиты в промежутке с введенным радиальным полем будет зависеть от энергии. Выбор варианта определяется конкретными экспериментальными условиями. Например, траектория частиц в промежутке может иметь вид, изображенный на рис.1а. Радиальное магнитное поле поперечно плоскости рисунка и введено в областях I, II и III. Продольная поляризация противоположных направлений осуществляется между областями I, II и II, III (стрелками указано направление поляризации). Другим примером может служить вариант, предложенный в работе /14/ (см.рис.1б). Здесь продольная поляризация осуществляется между областями II и III. (Продольная поляризация противоположного направления может иметь место между областями I, I и III, IV). Особенность этого варианта заключается в том, что встреча продольно-поляризованных частиц осуществляется в точке O, положение которой по вертикали не зависит от энергии.

При движении по одной орбите в любом магнитном поле электроны и позитроны за счет излучения поляризуются в противоположных направлениях (в частности, это сохраняется и в месте осуществления продольной поляризации). Можно получить встречные электрон-позитронные пучки и с одинаковым направлением поляризации. Для этого достаточно раздвинуть энергии поляризованных пучков радиальным электрическим полем и перевернуть направление поляризации одного из пучков, проведя его адиабатически через созданный спиновый резонанс /11/. Состояние поляризации с обращенным направлением динамически столь же устойчиво, как и "естественное", и лишь вследствие радиационных процессов будет медленно релаксировать к последнему.

При движении пучков по разным траекториям, как например, в накопителе DORIS (ФРГ) и DCI (Франция), состояния пучков с любыми относительными знаками продольных поляризаций могут быть

устойчивыми по отношению к радиационным процессам. Так, при концентрических траекториях (как в упомянутых накопителях) состояния с одинаковой спиральностью осуществляются, если в месте встречи пучков углы наклона траекторий к основным плоскостям орбит (плоскости орбит параллельны) равны (лобовая встреча)

$$\varphi = \tilde{n}/2v$$

Состояние с разными спиральностями осуществляется, если углы наклонов, например, равны  $\pm \varphi$  (угол встречи пучков  $2\varphi$ , рис.2).

При этом поляризация обоих пучков оказывается продольной (с точностью  $\sim \varphi/\gamma$ ) и в системе их центра инерции.

Другими примерами получения продольной поляризации в прямолинейном промежутке (с восстановлением спинового и орбитального движения) могут служить варианты с использованием (вместо радиальных полей) комбинаций из продольных и вертикальных полей /15/ и комбинаций из радиальных и вертикальных полей /16/.

5. Для создания продольной поляризации можно также использовать продольное магнитное поле, не искажающее равновесной орбиты частиц. Рассмотрим интересный пример /33/. Пусть в накопителе имеются два противоположащих прямолинейных промежутка. Введем в один из них на длине  $l$  продольное поле  $H_y$ , поворачивающее вектор спина на повороты вокруг скорости. Требуемая величина поля  $H_y = 2\tilde{n}E/gel$ , где  $E$  — энергия частиц. При этом устойчивая равновесная поляризация  $\tilde{n}$  в противоположащем промежутке направлена по (против) скорости, независимо от энергии, а на основных участках поперечна к ведущему полю, причем её ориентация в плоскости орбиты на данном азимуте зависит от энергии. Спин, ориентированный на основном участке по полю, через оборот частицы оказывается перевернутым. Это означает, что дробная часть частоты прецессии спина вокруг  $\tilde{n}(\theta)$  всегда равна половине частоты обращения частиц независимо от энергии. Интересно, что в этом варианте движение спина является даже более устойчивым, чем в обычной ситуации однонаправленного магнитного поля: все спиновые резонансы, в том числе и с бетатронными гармониками, фактически становятся невозможными, ибо резонанс означал бы

одновременно неустойчивость и орбитального движения.

Возможные для электронов (позитронов) варианты управления поляризацией принципиально могут применяться и к тяжелым частицам. Ввиду отсутствия у тяжелых частиц эффекта радиационной поляризации, пучки этих частиц необходимо либо инжектировать уже поляризованными, либо поляризовать их в накопителе каким-нибудь способом. Например, можно надеяться получить поляризованные пучки протонов (антипротонов), используя спиновую зависимость ядерного взаимодействия частиц с поляризованными мишенями и применяя электронное охлаждение для поддержания достаточно малых размеров пучка.

6. Подготовка к практической работе с поляризованными частицами в накопителях (в том числе и со сложными конфигурациями полей) потребовала нового уровня в анализе поведения поляризации в районе спиновых резонансов. Были получены полные решения для случаев однократного прохождения резонансов с любой скоростью, обобщающие результаты работы /17/. Была решена задача о движении спина при многократных периодических и "шумовых" прохождениях любых резонансов (как машинных, так и вызываемых внешними высокочастотными полями) /11/.

Одной из важных задач, где могут найти применение результаты исследования динамики спинов, является подавление деполяризации при прохождении спиновых резонансов (перестройка энергии, ускорение частиц), в особенности актуальное для тяжелых частиц (см., например, обзор /18/). Очевидными рекомендациями являются компенсация опасных гармоник возмущающих полей, либо увеличение скорости прохождения резонансов. Например, деполяризующее влияние резонансов с бетатронными частотами можно устранить с помощью системы, обеспечивающей быстрое прохождение за счет скачков бетатронных частот /19/. Для подавления деполяризации на целых резонансах (на резонансах с частотами, кратными частоте обращения) эффективным является способ, основанный не на подавлении опасных гармоник, а на их увеличении, введением в промежутки дополнительных полей, до такой степени, чтобы прохождение резонансов стало адиабатическим /20/.

Введение полей, сильно возмущающих движение спина, позволяет одновременно подавить и влияние резонансов с бетатронными частотами.

тами. Предельным вариантом может служить описанный выше пример с введением в промежуток продольного поля, поворачивающего спин на поворот (искажение фокусирующих свойств магнитной системы можно, при необходимости, скомпенсировать введением дополнительных линз). При этом частицы удобно инжектировать продольно поляризованными непосредственно в противолежащий промежуток, где направление равновесной поляризации параллельно скорости.

При ускорении до больших энергий ( $\gamma \gg 1$ ) легче осуществить переворот спина в промежутке поперечными к орбите магнитными полями, так как требуемая величина этих полей примерно в  $\gamma$  раз меньше требуемой величины продольного поля. При этом одновременно можно удовлетворить и условию восстановления орбиты. Введем в три последовательных участка I, II и III поперечные поля, составляющие друг с другом угол  $120^\circ$ , как показано на рис. 3 (Плоскость рисунка поперечна к скорости, магнитное поле II горизонтально). На каждом участке спин поворачивается вокруг поля на угол  $\pi$ . Легко проследить, что вертикально ориентированный спин после прохождения этих трех участков оказывается перевернутым ( $\vec{S}_3 = -\vec{S}_1$ ). Направление скорости частицы восстанавливается при этом с точностью до  $\gamma^{-3}$ . (Без усложнения этой системы можно обеспечить и точное восстановление скорости). Возникающее пространственное смещение орбиты легко компенсируется на последующем участке однонаправленным полем с равным нулю средним значением, уже не искажающим направления спина и скорости.

Здесь, так же как и в варианте с продольным полем, дробная часть частоты прецессии спина вокруг  $\vec{n}$  равна половине частоты обращения частицы.

Поскольку в этих вариантах спиновые резонансы невозможны при любой энергии, в процессе ускорения будет сохранена степень поляризации пучка.

Включение и выключение поворачивающих полей в процессе ускорения может производиться адиабатически с сохранением устойчивости спинового и орбитального движения.

Задача сохранения поляризации при ускорении или замедлении может быть актуальна и для легких частиц. Например, можно быстро поляризовать электроны на высокой энергии, замедлив их затем до нужной в данном эксперименте. Полезным приемом может оказа-

ться также быстрая поляризация в специальном накопителе с большим полем при невысокой энергии с последующим переводом поляризованных частиц в основной накопитель.

При динамически медленном (адиабатическом) пересечении спинового резонанса в накопителях электронов и позитронов нужно учитывать деполяризующее действие квантовых флуктуаций синхротронного излучения, которое максимально в области резонанса. Введением когерентных возмущений достаточной величины (дополнительных полей в промежутке) можно отодвинуть резонанс настолько, чтобы подавить и деполяризацию за счет флуктуаций излучения /20/.

7. На основе результатов анализа динамики спинов, было проведено исследование радиационной поляризации в произвольных полях /2, 12, 13/. Показано, что самополяризация может иметь место и в накопителях с большими отклонениями направления равновесной поляризации  $\vec{n}$  от аксиального. При этом обнаружен дополнительный эффективный механизм радиационной самополяризации, вообще отсутствующий в почти постоянном по направлению магнитном поле /2/. Эффект имеет классическую интерпретацию и обязан зависимости силы радиационного торможения от направления спина. В случаях, когда направление равновесной поляризации  $\vec{n}$  не совпадает с осью вращения скорости, это направление  $\vec{n}$ , вследствие зависимости от траектории частицы, оказывается резонансным образом промодулированным (с частотой прецессии спина). Это приводит к появлению декремента (или инкремента) угла между спином и  $\vec{n}$ .

В определенных ситуациях, когда обычный эффект самополяризации полностью отсутствует, описанный механизм может обеспечить высокую степень поляризации.

Например, в описанном выше накопителе с продольным полем, поворачивающим спин в промежутке на поворот, радиационная поляризация полностью обязана этому механизму. Для энергий частиц, при которых величина  $\gamma \approx 1$ , степень поляризации может достигать 60 + 70%. Подбирая должным образом фокусирующую систему накопителя, высокую степень радиационной поляризации можно сохранить и при более высоких энергиях. Порядок величины времени поляризации тот же, что и в накопителе без продольного поля.

Интересно отметить, что максимальная степень поляризации, благодаря этому эффекту, достигается в накопителе с неоднородным по-

лем специального вида /2/ и равна 95% (в однородном поле -- 92%).

Для количественного описания кинетики радиационной поляризации в любой рабочей точке было проведено исследование без ограничений на близость спиновых резонансов. Ввиду медленности поляризующих процессов, оказалось необходимым принять во внимание и резонансы высших порядков. В результате были получены формулы, определяющие области существования радиационной поляризации и позволяющие в конкретных условиях находить направление, степень равновесной поляризации и время её установления.

Рассмотрен очень важный практический вопрос о поведении поляризации пучков при встрече /2I/. Показано, что условия устойчивости поляризации близки к условиям орбитального движения при встрече<sup>х)</sup>.

8. Полезным для ускорения поляризации оказывается введение "змеек", т.е. участков с сильным знакопеременным вертикальным магнитным полем  $H(\theta)$  /22/xx). Минимальное число осцилляций поля определяется допустимой амплитудой пространственных биений орбиты в промежутке. Согласно работам /2,5-7/ обратное время поляризации  $\tau_p^{-1}$  равно

$$\tau_p^{-1} = A \gamma^2 \oint |H|^3 d\theta \quad (4)$$

где  $A$  -- постоянный параметр. Отсюда видно, что увеличением поля на относительно малой длине можно существенно уменьшить время поляризации. Степень равновесной поляризации при этом равна

$$\zeta = (8/5\sqrt{3}) \oint H^3 d\theta / \oint |H|^3 d\theta$$

Очевидно, что введением "змейки" можно обеспечить высокую степень поляризации без искажения орбиты на основных участках.

#### Условие

х) Требуется специальное исследование условий одновременного получения высокой светимости и высокой степени радиационной поляризации. По предварительным оценкам эти требования могут быть удовлетворены. Дополнительным облегчением является использование многосгусткового режима в накопителе с двумя дорожками.

xx) Аналогичный способ независимо предложен в работе A.Hutton "Control of the low energy characteristics in the ISR electron ring using wiggler magnets" (CERN/ISR-LTD/76-18, Geneva, May 1976)

Нужно заметить, что проведенное автором рассмотрение кинетики поляризации в знакопеременном магнитном поле не корректно, и в связи с этим полученные количественные результаты неправильны.

$$\int_S |H|^3 d\theta - \left| \int_S H^3 d\theta \right| \ll \int_S |H|^3 d\theta$$

выполняется, если поля разных знаков сильно различаются по величине. Одновременно можно удовлетворить условию  $\int_S H d\theta = 0$ . Существенно, что этим способом можно изменять и знак равновесной поляризации, меняя знаки полей в "змеёйке". В частности, можно менять спиральности частиц на участке продольной поляризации на обратную. Особенно удобен для независимого управления поляризацией встречных частиц случай двух дорожек.

9. Обсудим возможности получения поляризованных электронов и позитронов при сверхвысоких энергиях (порядка 100 ГэВ и выше). Проблема заключается в том, что в неоднородном поле деполяризующее воздействие квантовых флуктуаций синхротронного излучения быстро растет с энергией и при достаточно больших энергиях может подавить поляризующее действие излучения /7,8,12/.

В принципе деполяризация отсутствует в таком накопителе, где все замкнутые орбиты лежат в одной плоскости (при этом поле на орбитах частиц постоянно по направлению). По мере роста энергии ограничения на отклонения от этой идеальной ситуации становятся все более жесткими. Опасность представляют радиальное магнитное поле, его радиальный градиент и продольное поле на орбите<sup>ж)</sup>. Эти возмущения могут быть связаны с систематическими погрешностями (возникшими, например, при изготовлении элементов периодической магнитной системы) или со случайными (обусловленными, например, неточностью выставки элементов).

Расстояния между линиями частотного спектра систематических возмущений порядка числа элементов периодичности системы в единицах частоты обращения, которое для накопителей на высокие энергии довольно велико. Параметры накопителя должны выбираться так, чтобы частота прецессии спина могла бы находиться на достаточном удалении от частот этих возмущений. Расстояние между спектральными линиями случайных возмущений порядка частоты обращения частиц в накопителе. Однако в виду того, что корреляция возмущений от отдельных элементов системы будет отсутствовать, результирующая амплитуда гармоник возмущающего поля будет убывать с ростом

ж) Здесь мы будем иметь в виду обычную ситуацию с почти вертикальным магнитным полем, хотя высокая степень радиационной поляризации, в принципе, может быть обеспечена и в специальных ситуациях со сложным равновесным движением спина.



числа элементов  $N$  магнитной системы пропорционально  $\sqrt{N}$ . Это обстоятельство ослабляет ограничение на допустимую величину этих возмущений. Особенностью ситуации при больших энергиях является также то, что амплитуды колебаний частот прецессии спинов при синхротронных колебаниях энергии могут превышать (вследствие роста абсолютного энергетического разброса) расстояние между соседними резонансами ( $\Delta p(g-2) > 1$ ). Это явление не представляет опасности, если прохождение резонансов при колебаниях энергии будут достаточно быстрыми, что может быть обеспечено выбором большой частоты синхротронных колебаний. Прохождения резонансов могут быть связаны также с временной нестабильностью магнитного поля накопителя. Эта нестабильность не будет вызывать деполяризацию, если относительная амплитуда колебаний поля будет много меньше значения  $\gamma^{-1}$ .

Оценки на основе результатов работ /2,8,11,12/ показывают, что технически возможно обеспечить устойчивую радиационную поляризацию в накопителях электронов и позитронов на энергии  $\leq 100$  ГэВ.

Если возмущающие поля оказываются слишком большим и разрушают радиационную поляризацию, для предотвращения деполяризации потребуются дополнительные меры. Очевидный способ заключается в обычной компенсации опасных гармоник возмущения введением специальных полей. Однако при значительном числе гармоник, ответственных за деполяризацию, этот способ трудно осуществим.

Можно предложить другой прием (применимый при неопределяемых по радиационным потерям энергиях), суть которого в следующем. Скорость деполяризации, обязанная квантовым флуктуациям излучения, равна /2,12/ (ср. с формулой (4) для  $\tilde{\tau}_p^{-1}$ ):

$$\tilde{\tau}_p^{-1} = \frac{11}{18} A p^2 \oint (\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial p})^2 |\mathbf{H}|^3 d\theta$$

где  $\vec{n}$  — направление оси прецессии спина, являющееся функцией координат и импульса частицы и определяемое с учетом действующих возмущений.

Введем в прямолинейный промежуток "змейку", описанную выше. При этом вырастает как скорость поляризующих процессов, так, вообще говоря, и деполяризующих, обязанных излучению в области "змейки". Однако деполяризующее влияние излучения можно сделать относительно малым, если в области "змейки" параметр  $(\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial p})^2$

будет много меньше единицы. Заметим, что в этой области величина  $|\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial p}|$  постоянна вдоль орбиты. Поэтому вектор  $\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial p}$  по всей длине "змейки" задается всего двумя параметрами. Компенсацию зависимости  $\vec{n}$  от энергии в этом промежутке можно осуществить, если, например, ввести в двух участках орбиты радиальные магнитные поля\*. Требуемые величины этих полей можно подобрать, добываясь минимальной скорости деполяризации.

С помощью описанного приема можно значительно отодвинуть предел по энергии для поляризованных пучков в накопителях.

## II. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

I. Возникшая в результате длительного движения в магнитном поле поляризация электронов и позитронов может быть измерена разными способами. Методы измерения поперечной поляризации частиц высокой энергии, движущихся в накопителе, рассмотрены в работах /7,23-25/. При энергиях порядка 1 ГэВ поляризацию одного пучка достаточно удобно измерять по зависимости упругого рассеяния частиц в ступке от их поляризации. Обмениваясь при рассеянии энергией  $\pm \Delta E$ , частицы выбывают из пучка и могут быть зарегистрированы тем или иным образом. При переходе к большим энергиям этот способ становится малоэффективным, потому что из-за роста поперечных импульсов частиц падает как сечение процесса, так и вклад поляризации.

Зависимость от поляризации электронов имеется также в сечении комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов. Максимум асимметрии вылета вторичных  $\gamma$ -квантов с энергией  $\sim \gamma^2 \hbar \omega_0$  достигается в этом методе при частоте фотонов  $\hbar \omega_0 \approx mc^2/\gamma$ . При энергиях электронов порядка нескольких ГэВ максимальная асимметрия может быть достигнута при использовании ультрафиолетовой части спектра (500 - 1000 А) синхротронного излучения самого электронного пучка, которое имеет значительную и разного знака степень круговой поляризации, выше и ниже плоскости равновесной орбиты.

Можно предложить следующую схему эксперимента. Пучок "приготавливается" в виде двух последовательных ступок так, что

\* Изменение фазы прецессии спина в поле накопителя между этими участками должно быть не кратно  $\pi$ .

"свет" от первого ступка отражается и фокусируется сферическим зеркалом, установленным на расстоянии его радиуса, равного половине расстояния между ступками. Регистрация электронов отдачи, отклоняемых ведущим магнитным полем, на совпадение со вторичным  $\gamma$ -квантом дает возможность выбирать нужную область спектра. Попеременное отражение либо верхней, либо нижней относительно плоскости электронной орбиты части синхротронного излучения позволяет легко чередовать знак асимметрии. При количестве электронов  $10^{10}$  в каждом ступке число "полезных" событий в секунду составляет  $10^3$ . Такая же скорость счета может быть достигнута непрерывным лазером мощностью в несколько ватт. Использование лазеров эффективно при энергиях электронов порядка 10 ГэВ, где асимметрия значительна для оптической области спектра. Основным недостатком применения Комpton-эффекта для измерения поляризации является, по-видимому, необходимость острой фокусировки фотонов и точной выставки электронной орбиты.

От этого недостатка свободен метод измерения поляризации рассеянием на струе атомарного поляризованного водорода. Для известных плотностей поляризованного (в неоднородном поле типа Штерна-Герлаха) водорода ( $\rho \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\xi = 1$ ) при  $E = 1$  ГэВ и диаметре струи  $\sim 0,5$  см число событий в секунду численно равно току пучка электронов в  $\text{mA}$ . Эффект азимутальной анизотропии, при поперечной поляризации электронов, составляет  $\pm 10\%$ . В случае продольной поляризации скорость счета полезных событий изменяется в 8 раз при параллельной и антипараллельной ориентации спинов электронов пучка и мишени. Возможность одновременного рассеяния электронов и позитронов, а также слабая зависимость сечения этого процесса от энергии частиц ( $\sigma \sim \gamma^{-1}$ ), делают применение поляризованной газовой мишени удобным способом измерения поляризации как одного пучка, так и встречных пучков.

Произведение поляризаций встречных пучков может быть измерено непосредственно в основных экспериментах по взаимодействию частиц высокой энергии. Сечения двухчастичных реакций зависят от взаимной ориентации спинов электронов и позитронов [7]. Сильную зависимость от поперечной поляризации имеет сечение рождения пары  $\mu$ -мезонов

$$\sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}) = 0, \quad \sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0) = 2\sigma_{\mu\mu}^0$$

Использование процессов рождения псевдоскалярных мезонов для определения поляризации начальных частиц затруднено тем, что сечение этих процессов, как правило, меньше, чем  $\sigma_{\mu\mu}$ . Однако в области резонансов, где соответствующее сечение резко возрастает, наблюдение азимутальной анизотропии образования пар конечных частиц представляется удобным способом измерения поперечной поляризации. Продольная поляризация встречных пучков может быть легко наблюдена по упругому рассеянию электрона на позитроне. Сечение этого процесса при  $\theta = \pi/2$  изменяется в 8 раз для параллельных и антипараллельных спинов частиц.

2. При работе с поляризованными пучками желательно уметь деполаризовать пучок. Для этой цели можно использовать "машинный" резонанс достаточной мощности. Однако использование "машинного" резонанса не всегда удобно, так как связано с изменением параметров пучка: либо энергии, либо частоты бетатронных колебаний. Более перспективным представляется создание внешнего резонанса при помощи высокочастотного электромагнитного поля, поперечного к направлению поляризации и резонансного с частотой прецессии спина.

Такая "раскачка" не должна приводить к изменению размеров пучка, если частота ВЧ-поля не совпадает с одной из комбинаций частот орбитальных колебаний. В этом смысле при поперечной поляризации электронов безопаснее включать продольное магнитное поле. Однако при больших энергиях, когда  $\gamma \gg 1$ , для деполаризации пучка целесообразнее применять поперечное  $H_x$ -поле, так как при том же времени деполаризации требуемые продольные поля гораздо больше:  $\int H_z dl / \int H_x dl \approx \gamma$ .

Применение бегущей волны, где  $|H_x| = |E_z|$ , дает дополнительные возможности при экспериментах с двумя пучками. В отсутствие отражения выбором направления распространения волны можно деполаризовать по отдельности любой из встречных пучков. Кроме того, представляется технически возможным выборочно деполаризовать ступки в одном и том же пучке, если использовать короткие по времени импульсы, сфазированные с частотой обращения частиц. Это позволит проводить эксперимент на встречных пучках с поляризованными и неполяризованными частицами одновременно при прочих равных параметрах.

### III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

I. Эксперименты по измерению поляризации электронов были начаты в Новосибирске в 1970 году на накопителе ВЭП-2 /7/. Первые результаты свидетельствовали о существовании радиационной поляризации. Однако в связи с реконструкцией комплекса ВЭП-2 эксперименты были прерваны и продолжены в 1974-1975 гг. на новом накопителе ВЭП-2М /26,27/. Измерение степени поперечной поляризации проводилось по регистрации упругого рассеяния частиц в ступке. На ВЭП-2М использовалось две системы сцинтилляционных счетчиков: первая детектировала электроны с передачей энергии  $\Delta E/E \geq 20\%$ ; вторая - электроны и позитроны с  $\Delta E/E \approx 5\%$ . При этом наблюдалось скачкообразное увеличение скорости счета  $\dot{N}$  таких событий при быстрой деполаризации пучка с помощью модулированного шумом высокочастотного продольного магнитного поля, резонансного с частотой прецессии спинов (рис.4). По зависимости величины скачка  $\Delta = (\dot{n}_e - \dot{n}_p)/\dot{n}_e$  от времени, прошедшего с начала цикла поляризации до включения деполаризирующего ВЧ-поля, получены (рис.5) предельная степень поляризации  $\zeta = 0,92 \pm 0,15$  и время радиационной поляризации  $\tilde{\tau}_p = 68 \pm 10$  мин при энергии 625 МэВ.

2. Хорошее согласие измеренных величин с расчетными значениями говорит о малости деполаризирующих факторов при энергии эксперимента ( $E = 625$  МэВ), что и ожидалось исходя из численной оценки времени деполаризации. При оценке использовалась модель с введением в идеальную структуру накопителя возмущения в виде повернутого квадрупольного поля, сила которого задается из измерений реальной величины связи вертикальных и радиальных колебаний частицы. Результаты численного расчета "машинных" деполаризирующих резонансов, мощность которых характеризуется отношением времени поляризации и деполаризации  $\tilde{\tau}_p/\tilde{\tau}_d$ , представлены на рис.6, из которого видно, что на ВЭП-2М радиационная поляризация возможна в области энергий выше 490 МэВ, всюду кроме узких резонансных полюсов, легко "передвигаемых" выбором рабочих частот бетатронных колебаний  $\nu_x, \nu_z$ . Расчет также показал практически важную возможность прохождения целого ряда резонансов без нарушения поляризации, что впоследствии было проверено экспериментально. При скорости изменения энергии 10 МэВ в секунду не обнаружено заметного уменьшения степени поляризации поляризованного пучка после пере-

сечения резонансов с бетатронными колебаниями как второго, так и первого порядка.

Более детально был исследован линейный резонанс  $\nu = \nu_z - 2$ . На рис.7 представлено поведение скорости счета событий упругого рассеяния в поляризованном пучке вблизи этого резонанса. При частоте вертикальных бетатронных колебаний  $\nu_z = 3,152$  (точный резонанс при  $\nu_z = 3,1565$ ) поляризация сохраняется в течение длительного времени. Включение шумовых пульсаций ведущего магнитного поля  $\Delta H/H \approx 2 \cdot 10^{-3}$  (что дает модуляцию частоты спиновой прецессии такого же порядка) при  $\nu_z = 3,152$  не изменяет степени поляризации, а при  $\nu_z = 3,156$  за время  $t \approx 400$  сек приводит к полной деполаризации пучка, что было подтверждено отсутствием изменения скорости счета при контрольном включении деполаризирующего ВЧ-поля.

Расчет для резонанса  $\nu = 1$  (частота аномальной прецессии спина равна частоте обращения частицы при  $E = 440,65$  МэВ), показывает, что без специальных мер прохождение этого резонанса в накопителе ВЭП-2М без полной деполаризации невозможно. Для проверки этого утверждения был сделан цикл экспериментов, в которых измерялась степень поляризации после снижения энергии поляризованного пучка со скоростью 10 МэВ/сек до некоторого значения вблизи целого резонанса и возвращения её с этой же скоростью в начальное положение. Вплоть до  $E = 448$  МэВ поляризация сохранялась; при 443 МэВ и ниже происходила полная деполаризация.

Деполаризирующее воздействие квантовых флуктуаций излучения при пересечении целого резонанса можно подавить, увеличив резонансную гармонику возмущения введением в прямолинейный промежуток постоянного поля /20/. Для экспериментальной проверки возможности пересечения целого резонанса без деполаризации пучка, в одном из промежутков накопителя ВЭП-2М был установлен соленоид с продольным магнитным полем  $\bar{H}_z/\bar{H} = 0,03$ . Расчет показывает, что такой величины поля достаточно для безопасного пересечения резонанса при скорости изменения энергии 10 МэВ/с. При этом центральный резонанс проходит динамически медленно, а первый из возможных боковых, связанных с фазовыми колебаниями, - быстро.

Эксперимент проводился следующим образом. К ступке поляризованных при  $E = 625$  МэВ позитронов добавлялся равный и свинцу-

тый по фазе на  $\pi/4$  неполяризованный ступок. Сравнение скоростей счета упругих рассеяний в каждом ступке дает непрерывное и быстрое измерение степени поляризации. На энергии 510 МэВ поочередно изменением  $\nu_z$  и  $\nu_x$  "уводились" резонансы  $\nu = \nu_z - 2$  и  $\nu = \nu_x - 2$ , затем включалось продольное поле и, когда энергия частиц снижалась до уровня 400 МэВ, это поле выключалось. Последующее измерение показало сохранение поляризации. В контрольном цикле, повторяющем все операции, кроме введения продольного магнитного поля, было обнаружено полное исчезновение поляризации позитронов. Таким образом, экспериментально доказана возможность адиабатического прохождения целых резонансов без деполяризации пучка.

3. Как уже говорилось, условие сохранения поляризации встречных пучков близко к условию орбитальной устойчивости при встрече. Измерение поляризации встречных пучков проводилось системой счетчиков, одновременно регистрирующей электроны и позитроны, потерянные из пучков вследствие упругого рассеяния внутри ступков. Было показано, что вплоть до токов  $10 \times 10 \text{ мА}$  при  $E = 650 \text{ МэВ}$  радиационная поляризация шла обычным образом. Поляризация не исчезала после опускания энергии до 510 МэВ, где сохранялась в течение длительного времени. В районе энергии  $\phi$ -мезона была достигнута максимальная светимость поляризованных встречных пучков  $2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  /26/.

Было проведено два эксперимента с поляризованными встречными пучками, в которых изучалась азимутальная анизотропия рождения встречных частиц. При энергии  $2 \times 650 \text{ МэВ}$  измерение анизотропии рождения мюонных пар подтвердило факт возникновения поляризации встречных пучков. Изучение анизотропии рождения каонов проводилось в области  $\phi$ -мезонного резонанса после поляризации пучков  $e^+$  и  $e^-$  на энергии 650 МэВ в течение времени  $t = 2 \tilde{t}_p$ . (Рис.8). Измеренная величина произведения степеней поляризации  $\xi_+ \xi_- = 0,63 \pm 0,14$ .

4. Эффект радиационной поляризации изучался также на других электрон-позитронных накопительных кольцах. В 1971 году на накопителе АСО (Франция) измерялась поляризация позитронного пучка по эффекту внутрискрутковому рассеянию. Для деполяризации использовалось прохождение через целый машинный резонанс при 440 МэВ.

Было показано, что поляризация позитронов сохраняется (в хороших рабочих точках) и в присутствии электронного пучка вплоть до токов, близких к предельным по эффектам встречи, и продемонстрировано действие некоторых машинных деполяризирующих резонансов /28/.

В 1975 году измерения поляризации были проведены на накопителе SPEAR. Вначале по внутрискрутковому рассеянию и деполяризации на целом резонансе наблюдалась поляризация одного электронного пучка /29/. Затем было продемонстрировано наличие поляризации встречных пучков по измерению анизотропии рождения мюонных пар при энергии 3,7 ГэВ /30/.

В целом опыт работы трех накопителей показывает, что радиационная поляризация может быть получена в широком диапазоне экспериментальных условий, и светимость поляризованных встречных пучков уже сегодня достаточна для проведения широкого круга экспериментов по физике высоких энергий.

Хорошим примером использования поляризованности встречных пучков является эксперимент, проведенный на SPEAR, в котором в многоадронных событиях были определены спины первичных струй /31/. При этом продемонстрировано, что поляризация резко облегчает эксперименты такого типа.

5. На накопителе ВЭШ-2М радиационная поляризация была использована для экспериментов другого характера. Регистрация скачкообразного изменения скорости счета событий упругого рассеяния в ступке при определенной частоте деполяризующего поля является также измерением средней частоты прецессии спинов  $\Omega$ . По значению  $\Omega = \gamma \omega_s \mu' / m_0$  можно определить энергию релятивистского электрона, так как отношение  $\mu' / m_0$  известно из  $g-2$  - экспериментов с высокой точностью.

Наличие энергетического разброса в пучке не является, в первом приближении, ограничением точности этого метода /32/. Отклонение энергии частицы на величину  $\Delta \gamma$  от среднего значения  $\gamma_0$  приводит, в присутствии ускоряющего ВЧ-напряжения, к синхротронным колебаниям с частотой  $\omega_p \ll \Omega$ , которые модулируют частоту прецессии спина. Усредненный по фазовым колебаниям спектр спинового движения имеет центральную линию и боковые частоты, отстоящие

$\omega_p$ . Параметры фазовой модуляции, как правило, таковы, что время деполяризации  $\tilde{\tau}_d$  на средней частоте много меньше, чем на боковых частотах.

Ширина центральной линии спектра определяется отличием усредненной по фазовым колебаниям энергии частиц  $\bar{E}_0$  от равновесной  $E_0$ , которое связано, например, с квадратичной нелинейностью накопителя. При компенсации этой и других нелинейностей разброс спиновых частот может быть, в принципе, сведен к минимуму, определяемому квадратом энергетического разброса, что позволит определять среднюю абсолютную энергию частиц с предельной точностью, задаваемой известным значением аномального магнитного момента электрона. На практике, однако, точность измерения энергии технически ограничена медленными нерегулярными пульсациями магнитного поля накопителя, которые "размывают" среднюю частоту прецессии. Так, например, система стабилизации магнитного поля ВЭШ-2М в настоящее время обеспечивает точность одного измерения  $\pm 2 \cdot 10^{-5}$ .

Первым приложением этого способа калибровки энергии явилось измерение массы  $\phi$ -мезона /27/. Перед началом эксперимента была проведена абсолютная калибровка шкалы энергии накопителя методом резонансной деполяризации.

Цикл измерения начинался и кончался контрольной калибровкой энергии пучка в точке  $E = 509,6$  МэВ. Всего было проведено три цикла измерений кривой возбуждения  $\phi$ -мезона в интервале энергии от 1014 до 1026 МэВ. Набранный интеграл светимости  $L = 4 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}$ .

В эксперименте регистрировался канал  $\phi \rightarrow K_L + K_S$  по двум заряженным пионам от распада  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Экспериментальные данные и оптимизированная кривая показаны на рис. 9. Соответствующая величина массы  $\phi$ -мезона  $1019,4 \pm 0,3$  МэВ представлена на рис. 10 вместе с данными других экспериментов.

Этот же способ калибровки энергии пучков был использован для измерения суммы масс  $K^\pm$ -мезонов. В этом эксперименте позитроны поляризовались на энергии 650 МэВ. Далее энергия опускалась до 509 МэВ, и при постоянных параметрах пучок выдерживался около 1 часа (для полного установления всех тепловых режимов).

После этого включалось высокочастотное поле деполяризатора небольшой амплитуды, его частота медленно перестраивалась, и по скачку скорости счета рассеянных внутри ступка позитронов определялась частота спиновой прецессии и, соответственно, абсолютная энергия позитронов (точность порядка  $2 \cdot 10^{-5}$ ). Затем впускался ступок электронов, и проводилось экспонирование ядерно-эмульсионной камеры. Получена итоговая точность определения массы  $K^+ K^-$ -мезонов порядка 70 КэВ (в два раза лучше среднемировой). Распад  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  регистрировался в ядерной фотоэмульсии, предварительно калиброванной по монохроматичным протонам, что позволило определить кинетическую энергию каонов с точностью 40 КэВ.

Проверка одинаковости свойств частиц и античастиц с еще более высокой точностью была проведена сравнением аномальных магнитных моментов электрона и позитрона по одновременному измерению их частот прецессии при их движении по одной и той же равновесной траектории в магнитном поле накопителя /34/.

Эксперимент проводился на энергии 625 МэВ одновременно с двумя пучками (электронным и позитронным). По прошествии двойного времени поляризации включалось поле деполяризатора малой амплитуды, и его частота медленно перестраивалась. По скачку скорости счета рассеянных внутри ступков электронов и позитронов определялись их частоты прецессии. Сравнение этих частот дает сравнение аномальных магнитных моментов электрона и позитрона. Показано, что эти моменты равны с точностью не хуже  $1 \cdot 10^{-5}$ , что на два порядка выше точности остальных экспериментов по измерению аномального магнитного момента позитрона.

Для демонстрации действительной разрешающей способности метода, энергии электронов и позитронов были слегка раздвинуты с помощью радиального электрического поля. По измерениям ясно видно, что частоты прецессии раздвигались на ожидаемую величину.

В качестве общего итога можно сказать, что видимые сегодня области применения заставляют разрабатывать новые накопители с учетом требований получения, управления и использования радиационной поляризации.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.А.Сидорова, Л.М.Баркова, Л.М.Курдадзе, А.Д.Букина, М.С.Золоторева, В.П.Смахтина, Н.И.Крупина, Е.П.Солодова, И.Б.Вассермана, С.И.Мишнева, Л.А.Макарьину, А.П.Мишакову, В.В.Огурцова за сотрудничество и помощь в проведении экспериментов, Г.И.Будкера, С.Т.Беляева и В.Н.Байера — за внимание к работе и обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов, ДАН СССР 153, 1052 (1963).  
Sov. Phys. Doklady 8, 1203 (1964).
2. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, ЖЭТФ, 64, 1918 (1973).  
Sov. Phys. JETP 37, 968 (1973).
3. В.Л.Любошиц, ЯФ, 4, 269 (1966).
4. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЯФ, 3, 81 (1966).
5. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ЖЭТФ, 58, 1695 (1970).
7. В.Н.Байер, УФН, 105, 441 (1971), Sov. Phys. Uspekhi 14, 695 (1972).
8. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов, ДАН СССР 165, 783 (1965).
9. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, ДАН СССР, 192, 1255 (1970) Sov. Phys. Doklady 15, 583 (1970).
10. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70 (1970).
11. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, ЖЭТФ 60, 1216 (1971), Sov. Phys. JETP 33, 658 (1971).
12. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, ЖЭТФ, 62, 430 (1972).  
Sov. Phys. JETP 35, 230 (1972).
13. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 217, 311 (1974).
14. R.Schwitters, B.Richter. SPEAR-175, PEP-Note 87 (1974)
15. N.Christ, F.J.M.Farley, H.G.Hereward. Nucl. Instr. and Meth. 115, 227 (1974).
16. B.W.Montague. CERN/ISR-LTD/76-2 (1976)
17. M.Froissart, R.Stora. Nucl. Instr. and Meth. 7, 297 (1960)
18. Ю.А.Плис, Л.М.Сороко, УФН 107, 281 (1972).
19. D.Cohen. Rev. Sci. Instr. 33, 161 (1962).
20. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 223, 830 (1975).
21. А.М.Кондратенко, ЖЭТФ 66, 1211 (1974).  
Sov. Phys. JETP 39, 592 (1974).

22. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-62 (1976).
23. В.Н.Байер, В.А.Хозе АЭ, 25, 440 (1968).
24. В.Н.Байер, В.А.Хозе ЯФ, 9, 409 (1969).
25. В.Н.Байер, В.С.Фадин, ДАН СССР, 161, 74 (1965).
26. Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-66. Труды У Международной конференции по физике высоких энергий, Варшава (1975).
27. А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-64. Труды У Международной конференции по физике высоких энергий Варшава (1975).
28. J.Le Duff, P.C.Marin, I.L.Masnou, M.Sommer Preprint Orsay(France), 4-73, (1973) Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва (1972).
29. U.Camerini, D.Cline, J.Learned, A.K.Mann, L.K.Resvanis Phys. Rev. D. 12, 1885 (1975)
30. J.G.Learned, L.K.Resvanis, C.M.Spencer Phys. Rev. Lett. 35, 1668 (1975)
31. G.Hanson et all. Phys. Rev.Lett. 35, 1609 (1975)
32. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov Preprint NPI 76-64 Novosibirsk 1976
33. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko Preprint INP 76-84 Novosibirsk 1976
34. S.I.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov Preprint INP 76-61 Novosibirsk 1976

Подписи к рисункам

- Рис.1а. Получение продольной поляризации. Вариант 1.
- Рис.1б. Получение продольной поляризации. Вариант 2.
- Рис.2. Получение продольно-поляризованных встречных пучков разной спиральности.
- Рис.3. Схема поворота спина в промежутке на  $180^\circ$  вокруг радиального направления с восстановлением скорости частицы.
- Рис.4. Зависимость скорости счета событий упругого рассеяния в ступке от частоты деполяризатора.
- Рис.5. Зависимость скачка скорости счета при деполяризации от времени, прошедшего с начала цикла поляризации.
- Рис.6. Расчет деполяризующих резонансов.
- Рис.7. Деполяризация на резонансе  $\nu = \nu_z - 2$ .
- Рис.8. Азимутальная анизотропия рождения  $K^\pm$ -мезонов на поляризованных пучках.
- Рис.9. Кривая возбуждения  $\phi$ -мезона.
- Рис.10. Мировое значение массы  $\phi$ -мезона.

В.С.Дербенев, А.М.Кадрибаев  
Известия АН БССР, физ.-математич. науки, 1977, № 1

Рис.1а. Получение положительных нейтрино в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.1б. Получение положительных нейтрино в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.2. Получение положительных нейтрино в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.3. Получение положительных нейтрино в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.4. Зарядовый обмен в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.5. Зарядовый обмен в реакции:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.6. Реакция нейтринного резонанса:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.7. Реакция нейтринного резонанса:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.8. Асимметричная аннотация:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.9. Квант возбуждения:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Рис.10. Мгновенное значение:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

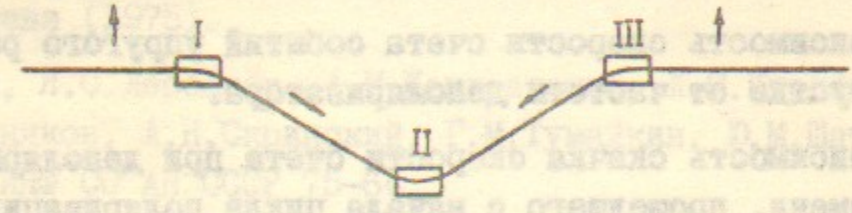


Рис.1а

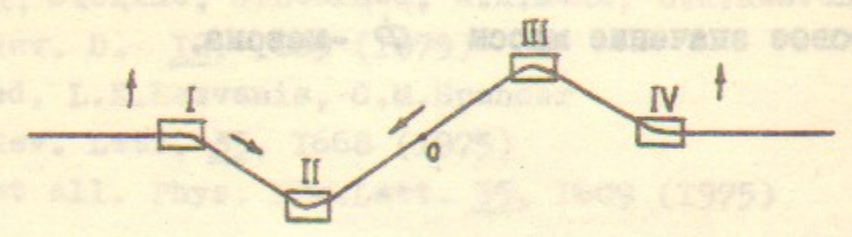


Рис.1б

В.С.Дербенев, А.М.Кадрибаев  
Известия АН БССР, физ.-математич. науки, 1977, № 2

В.С.Дербенев, В.А.Сидоров, Л.Н.Шришак, С.М.Товстик,  
Ю.М.Савинов Известия АН БССР, физ.-математич. науки, 1976, № 1

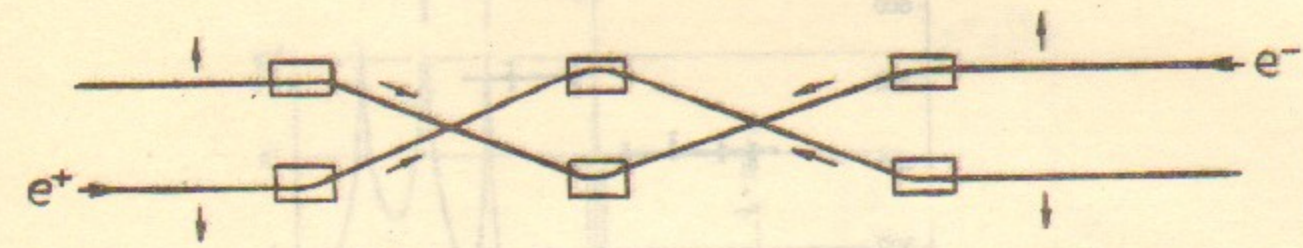


Рис.2

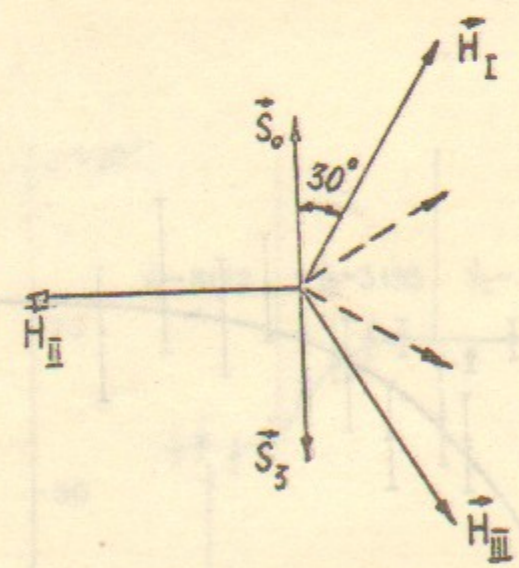


Рис.3



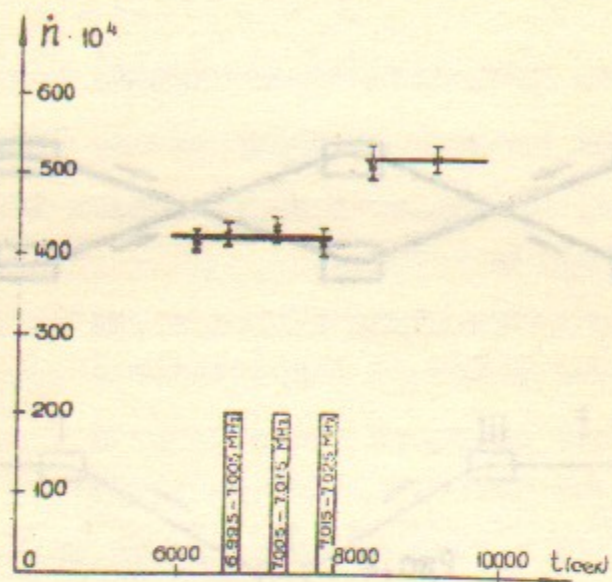


Рис. 4

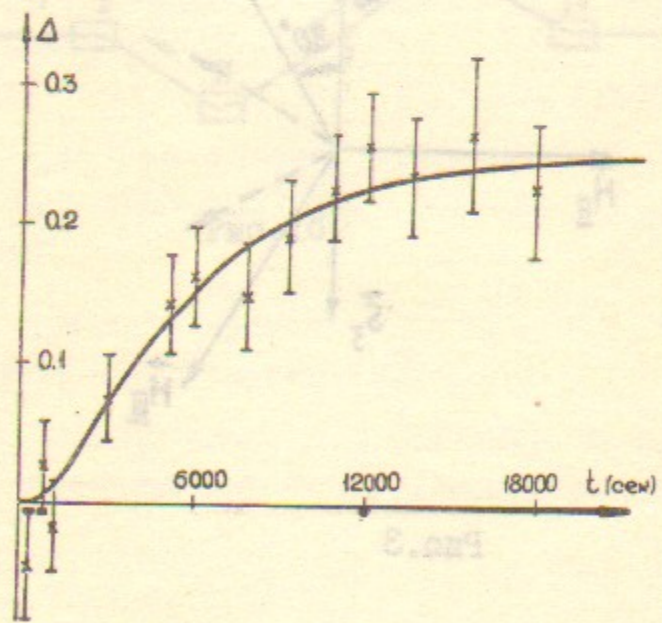


Рис. 5

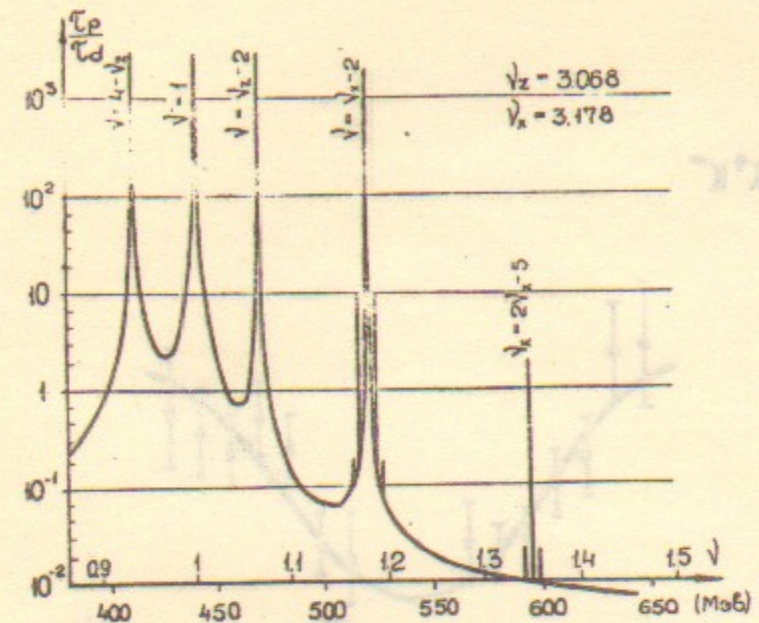


Рис. 6

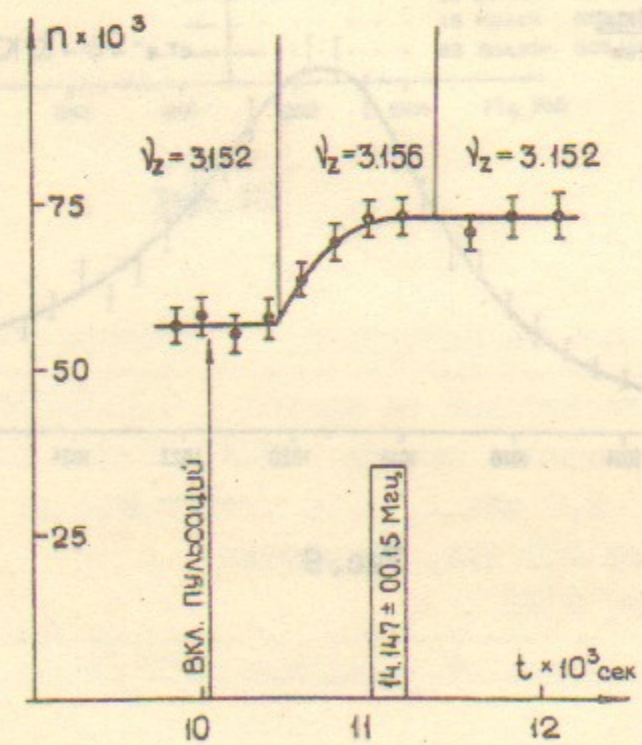


Рис. 7

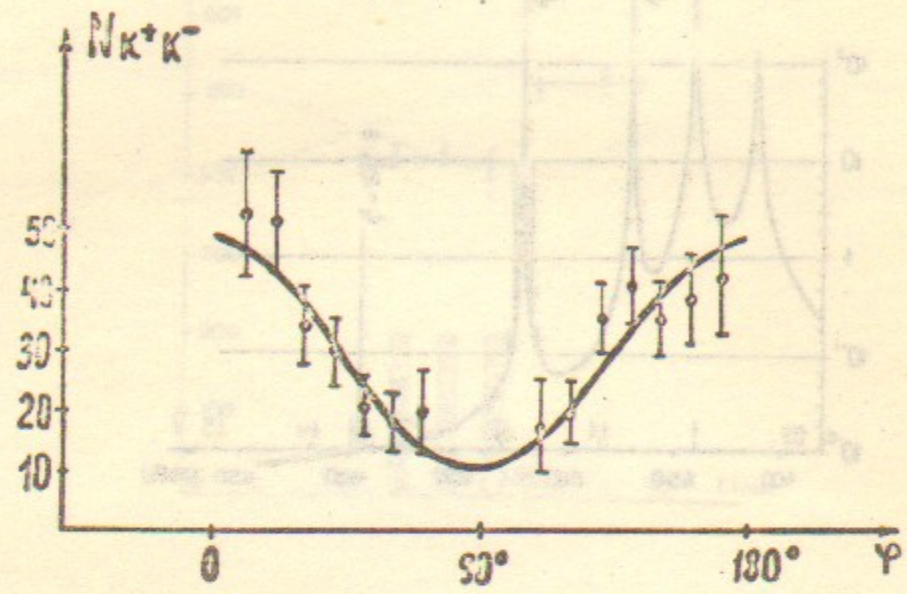


Рис. 8

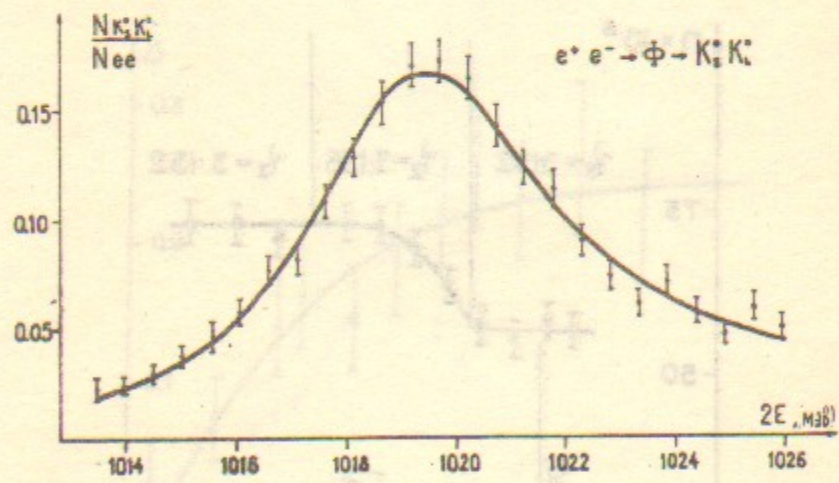


Рис. 9

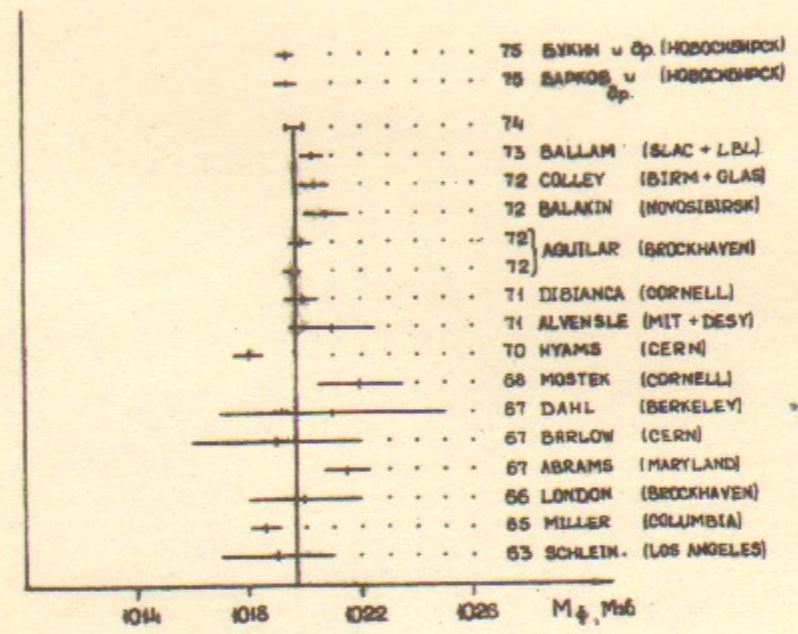
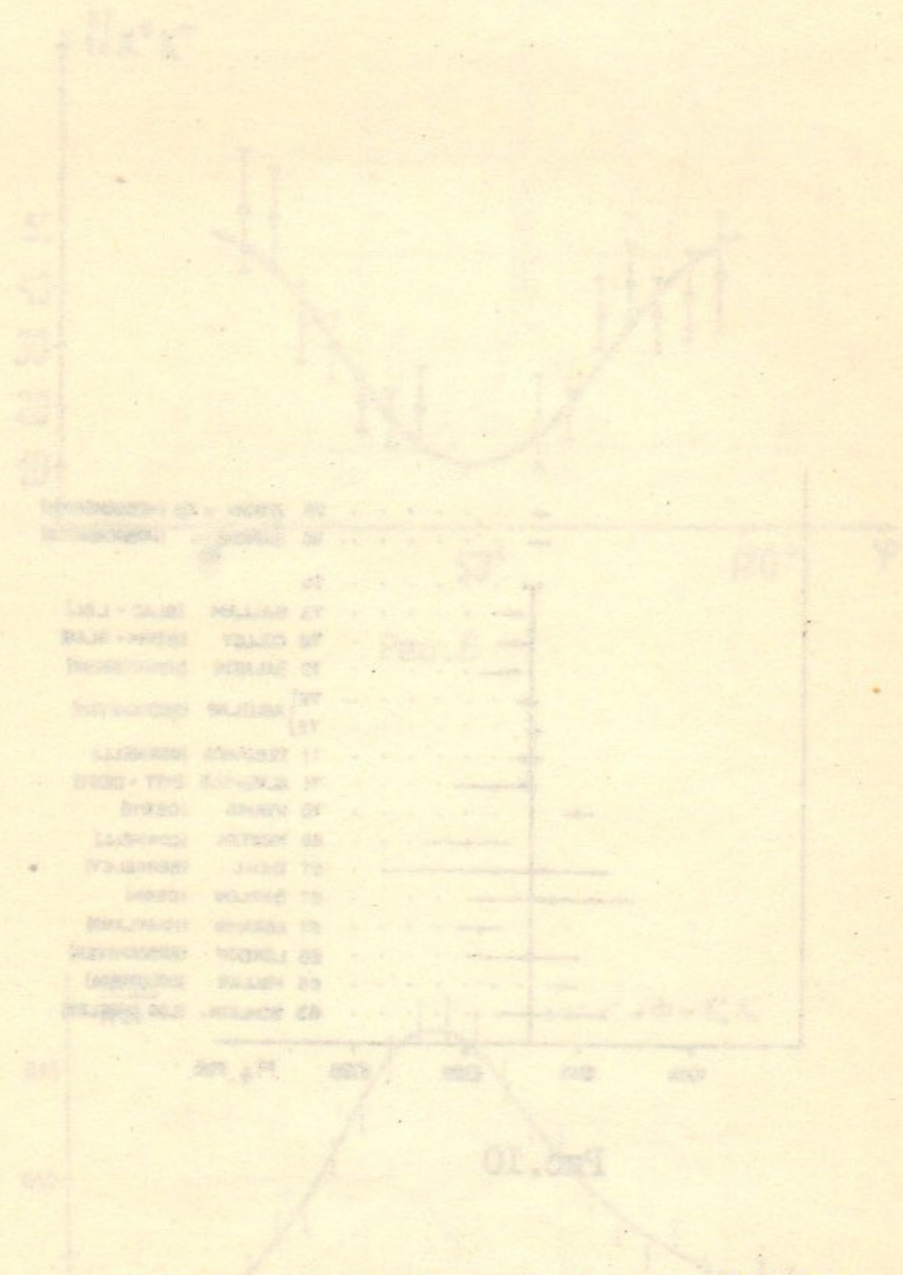


Рис. 10

Работа выполнена - I квартал 1978 г.  
 Отпечатано на бумаге - G.T. ЛОНДОН  
 Издательство и печать - 22.11.1978 г. М. С. 0308  
 Уч. з. 0, 001 з. л. 1, 6 устр. - 001 з. л.  
 Тираж 500 экз. Заказ № 1111  
 Отпечатано на территории КФ СО АН СССР



Работа поступила - I октября 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 22.XI-1976г. МН 03046

Усл. 2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно

Заказ №112 .

Отпечатано на ротационте ИЯФ СО АН СССР